Math-Net.Ru
Общероссийский математический портал

И. В. Ломоносов, А. А. Фролова, А. А. Чарахчьян,
Расчет высокоскоростного удара тонкой фольги по конической мишени,
Матем. моделирование, 1997, том 9, номер 5, 48–60

https://www.mathnet.ru/mm1413

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
https://www.mathnet.ru/rus/agreement

Параметры загрузки:
IP: 18.97.9.170
19 января 2026 г., 13:58:08

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

том **9** номер **5** год **1997**

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

РАСЧЕТ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО УДАРА ТОНКОЙ ФОЛЬГИ ПО КОНИЧЕСКОЙ МИШЕНИ

© *И.В. Ломоносов*[1], *А.А. Фролова, А.А. Чарахчьян*

Вычислительный центр РАН
117967, Москва, ГСП-1, ул. Вавилова, 40
Факс 135-01-51. E-mail: chara@ccas. ru
[1]ИХФ РАН в Черноголовке

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 95-01-01161а).

Рассматривается задача, моделирующая натурный эксперимент по сжатию дейтерия в конических мишенях. Предлагается модификация известного метода построения криволинейных регулярных сеток из выпуклых четырехугольников, позволившая значительно уменьшить затраты машинного времени. Приводятся результаты расчета вплоть до схлопывания кольцевой кумулятивной струи на оси симметрии. Дается объяснение большого различия в величине экспериментально измеряемого нейтронного выхода для двух мишеней с разными углами раствора конуса.

CALCULATION OF HIGH-VELOCITY IMPACT OF THIN FOIL UPON CONICAL TARGET

I.V. Lomonosov[1], *A.A. Frolova, A.A. Charakhch`yan*

Computing Center RAS
Russia 117967, Moscow, GSP-1, ul. Vavilova 40
[1]Institute of Chemical Physics RAS in Chernogolovka

A problem simulating an experiment on compression of deuterium in conical targets is considered. A modification of familiar method of constructing culvilinear grids of convex quadrilaterals with considerable decrease of computational cost is suggested. Numerical results up to collapsing a circular cumulative jet on the axis of symmetry are presented. An explanation of large difference in experimental neutron yields for two targets with different cone angles is given.

Рассматривается следующая задача. Внутри недеформируемого конуса находится алюминиевая пластинка (см. рис. 1), которая в начальный момент времени имеет заданную скорость внутрь конуса. Ниже пластинки находится дейтерий, выше – вакуум. Течение описывается уравнениями Эйлера с широкодиапазонным уравнением состояния алюминия [1] и уравнением состояния полностью ионизованного совершенного газа для дейтерия. Значения параметров отвечают условиям эксперимента [2]. Коническая мишень из свинца с радиусом отверстия на поверхности мишени 1 мм заполнялась дейтерием под давлением порядка атмосферного и закрывалась тонкой (30 мкм) алюминиевой фольгой. Налетающий на фольгу со скоростью 10 км/с молибденовый ударник ускорял фольгу до примерно 18 км/с. Упругость удара, связанная, по-видимому, с окружающим воздухом, позволяет исключить из рассмотрения ударник. В настоящей работе исследование ограничено такой стадией, когда деформация стенок

мишени еще не играет заметной роли.

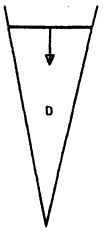

Рис. 1.

В эксперименте использовались мишени с двумя значениями угла раствора конуса: 30° и 60°. В первом случае наблюдался достаточно высокий выход нейтронов реакции синтеза, а во втором нейтронный выход был значительно меньше. Здесь рассматриваются только эти два случая.

Численное исследование течений, возникающих при столкновении металлических ударников с коническими мишенями, ранее в различных постановках было выполнено в [3-6]. Отличительной чертой рассматриваемой задачи является малая толщина ударника. В наиболее близкой по значениям параметров задаче, рассмотренной в [4], толщина ударника была почти в 10 раз больше (250 мкм).

Основная вычислительная трудность рассматриваемой задачи связана с появлением кольцевой кумулятивной струи алюминия, распространяющейся от точки контакта фольги с мишенью в направлении основания конуса. Методика расчета базируется на использовании подвижной регулярной (т.е. с естественной двумерной нумерацией узлов) криволинейной сетки и явным выделением границ фольги в виде сеточных линий [7]. Внутренние узлы сетки вычисляются методом [8]. Используется расщепление на лагранжев этап и этап пересчета с лагранжевой сетки на сетку, отвечающую очередному моменту времени.

На обоих этапах применяются квазимонотонные схемы второго порядка точности. На лагранжевом этапе это почти консервативная модификация [9] схемы А.В. Родионова [10] с условием устойчивости из [7]. Для расчета распада произвольного разрыва на гранях ячеек уравнение состояния в каждой ячейке заменяется на двухконстантное уравнение из [7], построенное по значениям скорости звука и отношения удельных теплоемкостей исходного уравнения состояния. На этапе пересчета используется консервативный интерполяционный алгоритм, являющийся модификацией известного алгоритма Ван Леера [11]. В тех ячейках сетки, где условие близости сеток не позволяет использовать этот алгоритм, используется неконсервативный алгоритм третьего порядка точности из [12], применимость которого не ограничена условием близости сеток.

Остановимся кратко на альтернативных подходах. Один из них связан с применением нерегулярных сеток, структура которых может меняться на каждом шаге по времени, как это имеет место в свободно-лагранжевых методах. Другой базируется на сквозном счете через границы раздела сред с помощью различных модификаций метода "частиц в ячейке". Оба эти подхода, так же как и используемый в настоящей работе, имеют свои достоинства и недостатки. В частности, применение сеток переменной структуры ставит проблему гладкого переключения разностной схемы с одного шаблона на другой.

Работа состоит из двух частей. Первая посвящена методу построения криволинейных сеток [8], обеспечивающему выпуклость всех четырехугольных

ячеек сетки практически при любом искривлении границ области без изменения структуры сетки. С помощью несложного приема удалось значительно уменьшить затраты машинного времени, оставаясь в рамках последовательных вычислений. Вторая часть посвящена результатам расчета рассматриваемой задачи.

1. Построение криволинейных сеток

На рис. 2 представлены контуры границы фольги в некоторые моменты времени для двух значений угла раствора конуса: 30° (рис. 2*a*) и 60° (рис. 2*b*). Штриховая линия – ось симметрии, нижний "язык" – кольцевая кумулятивная струя, верхний "язык" – та часть массы фольги, которая остается на стенках конуса. С течением времени оба "языка" увеличиваются.

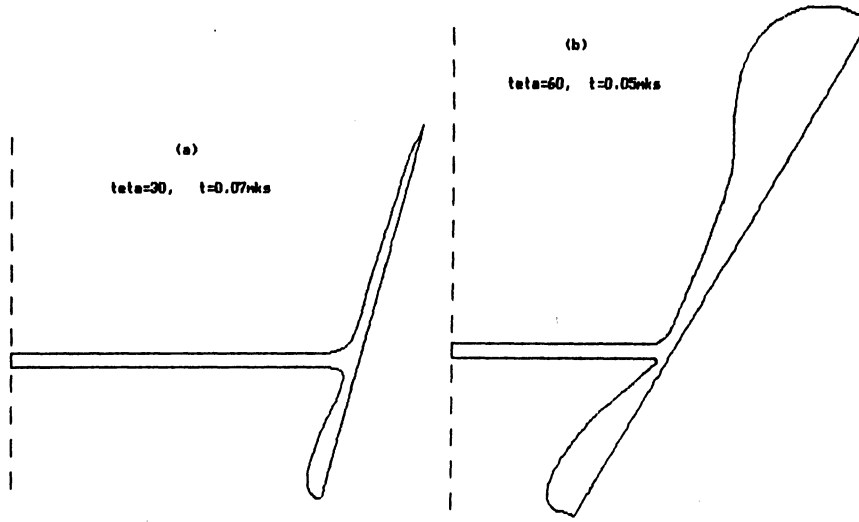

Рис. 2. Граница фольги в некоторый момент времени; (*a*) – угол раствора конуса 30°; (*b*) – 60°.

В настоящее время широко применяются так называемые блочные сетки, когда область течения делится некоторыми априорно задаваемыми линиями на блоки, в каждом из которых строится сетка своей собственной структуры, определяемой индексацией граничных узлов (см., например, почти все доклады по структурированным сеткам в [13]). В применении к областям на рис. 2 естественно ввести три блока, отвечающие обоим "языкам" и центральной части. Такую блочную сетку построить легче, чем сетку во всей области без деления на блоки, поскольку сеточным линиям в первом случае не нужно слишком сильно изгибаться внутри каждого блока. Тем не менее для рассматриваемой задачи применение блочной сетки приводит к серьезным затруднениям. В самом деле, по мере увеличения "языка" должно увеличиваться и число узлов граничной сетки, которые попадают в этот "язык". Поэтому сеточная линия, разделяющая блоки, не может все время проходить через один и тот же узел граничной линии сетки. Таким образом, наличие нескольких сеточных блоков в данном случае приводит к необходимости периодического изменения структуры сетки с использованием достаточно громоздких и неточных процедур переинтерполяции поля течения между сетками разной структуры.

Отказ от разбиения на блоки существенно усложняет проблему построения

сетки. Теперь сеточным линиям нужно очень сильно изгибаться, чтобы сетка не содержала по крайней мере самопересекающихся ячеек. Именно такие непригодные для расчета сетки получаются для областей на рис. 2 при использовании обычных сеточных генераторов типа метода Winslow [7], по крайней мере для не слишком большого числа узлов (см. соответствующие примеры в [8], которые, разумеется, не отрицают неоднократно продемонстрированной высокой эффективности методов из [7] в менее напряженных ситуациях). В то же время метод [8] надежно генерирует сетки, в которых нет не только самопересекающихся ячеек, но даже невыпуклых. Фрагмент такой сетки для области на рис. 2*а* приведен на рис. 3. Показана часть области, включающая основания обоих "языков", где линии сетки наиболее сильно искривляются. Знакомство с материалами одной из последних международных конференций по конструированию сеток [13] показывает, что метод [8] до сих пор остается единственным, который позволяет проводить расчет течений с кумулятивными струями типа рассматриваемого на регулярных сетках.

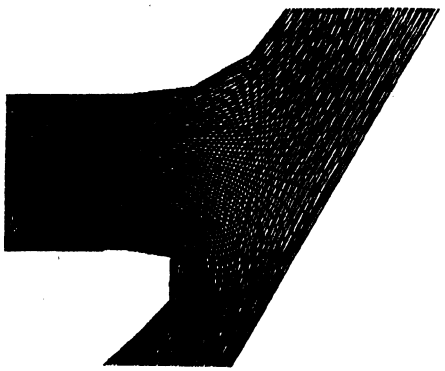

Рис. 3. Фрагмент сетки для области на рис. 2*а*.

За повышенную надежность метода [8] приходиться платить увеличением затрат машинного времени по сравнению с обычными эллиптическими сеточными генераторами. Один путь уменьшить эти затраты заключается в использовании компьютеров, допускающих параллельные вычисления. Настоящая работа развивает другое направление, использующее неравномерную сходимость метода [8] по узлам сетки. Ранее С.А. Иваненко [14] эффективно использовал это обстоятельство при итегрировании по подобластям в итерактивном режиме. Было создано специальное программное обеспечение (2D-CONVEX, разработчики С.А. Иваненко и С.А. Чернивецкий), позволяющее выделить на экране дисплея часть сетки и выполнить какое-то количество итераций по методу [8] только для этой части, полагая остальные узлы сетки неподвижными. Как правило, удовлетворительная сетка получалась после большого числа итераций в маленькой подобласти сетки, где линии сильно искривлялись, и нескольких итераций для всей сетки. В настоящей работе предлагается некоторая количественная характеристика степени сходимости метода [8] в каждом узле, которая позволяет после каждой итерации исключать из дальнейших вычислений те узлы, где достигнута удовлетворительная степень сходимости.

Напомним, в чем состоит метод [8]. На плоскости (x,y) нужно построить сетку $G=\{(x,y)_{ij},\ i=1,2,\dots,n,\ j=1,2,\dots,m\}$ при заданных координатах граничных узлов $(x,y)_{i1}$, $(x,y)_{im}$, $(x,y)_{1j}$, $(x,y)_{nj}$. Вводится вспомогательная плоскость (ξ,η) и на ней – квадратная сетка $(\xi,\eta)_{ij}$, $i=1,2,\dots,n$,

$j=1,2,\dots,m$, такая, что $\xi_{ij}=i$, $\eta_{ij}=j$. Искомая сетка определяется функциями $x=x(\xi,\eta)$, $y=y(\xi,\eta)$. Рассматривается система уравнений

$$\Delta\xi=0, \quad \Delta\eta=0, \tag{1}$$

где лапласиан берется по переменным x,y. Это те же уравнения, что и в методе Winslow [7], однако их аппроксимация выполняется необычным способом. В каждой ячейке сетки $(i+1/2,j+1/2)$ с узлами (i,j), $(i,j+1)$, $(i+1,j+1)$, $(i+1,j)$ рассматриваются четыре треугольника, которые можно построить по этим узлам. Узлы ячейки для краткости записи занумеруем от 1 до 4. Пусть J_k – удвоенная площадь треугольника с вершиной k, полученного при разбиении ячейки диагональю, не проходящей через эту вершину, например, $J_1=(x_4-x_1)(y_2-y_1)-(y_4-y_1)(x_2-x_1)$. Нетрудно убедиться, что J_k аппроксимирует якобиан преобразования $J=x_\xi y_\eta-x_\eta y_\xi$. С другой стороны система неравенств

$$[J_k]_{i+1/2,j+1/2}>0, \quad k=1,2,3,4, \quad i=1,2,\dots,n-1, \quad j=1,2,\dots,m-1 \tag{2}$$

определяет сетку только из выпуклых четырехугольников, которую для краткости будем называть выпуклой сеткой. Через D обозначим множество выпуклых сеток, границей которого δD является множество сеток, для которых хотя бы одно неравенство (2) обращается в равенство.

Функционал

$$I=\int[(\nabla\xi)^2+(\nabla\eta)^2]dxdy=\int\frac{x_\xi^2+x_\eta^2+y_\xi^2+y_\eta^2}{J}d\xi d\eta,$$

минимум которого достигается на решении уравнений (1), аппроксимируется следующей суммой по всем треугольникам всех ячеек сетки

$$I^h=\sum_{i=1}^{n-1}\sum_{j=1}^{m-1}\left[\frac{\varphi_{412}+\varphi_{123}+\varphi_{234}+\varphi_{341}}{4}\right]_{i+1/2,j+1/2}, \tag{3а}$$

где

$$\varphi_{\alpha\beta\gamma}=\frac{(x_\alpha-x_\beta)^2+(y_\alpha-y_\beta)^2+(x_\gamma-x_\beta)^2+(y_\gamma-y_\beta)^2}{J_\beta}. \tag{3б}$$

Разностной схемой для уравнений (1) назовем условия экстремальности функции I^h

$$R_x=\frac{\partial I^h}{\partial x_{i,j}}=0, \quad R_y=\frac{\partial I^h}{\partial y_{i,j}}=0. \tag{4}$$

Функция I^h обладает следующим свойством. Если $G\to\partial D$, $G\in D$, т.е. если хотя бы одна из величин J_k для какой-то ячейки стремится к нулю, оставаясь при этом положительной, то $I^h(G)\to+\infty$. Наличие такого бесконечного барьера на границе множества выпуклых сеток и обеспечивает надежность метода [8], гарантируя выпуклость получаемой сетки, если только начальная сетка итерационного процесса выпукла. При решении задач с подвижными границами получение начальной выпуклой сетки не является серьезной проблемой, поскольку в распоряжении вычислителя имеется заведомо выпуклая сетка с предыдущего временного слоя. Поэтому начальная сетка в худшем случае оказывается близкой к выпуклой, что легко исправляется с помощью минимизации функции

$$I_D=\sum_{i=1}^{n-1}\sum_{j=1}^{m-1}\sum_{k=1}^{4}\left([\varepsilon-J_k]_{i+1/2,j+1/2}\right)_+^2, \quad (f)_+=\max(0,f), \tag{5}$$

с разумным выбором $\varepsilon>0$. Как показывает наш опыт, если минимизация функции

(5) требует для получения выпуклой сетки очень много итераций, то как правило, это свидетельствует об ошибках при расчете граничных узлов.

Итерационный процесс последовательного уточнения решения уравнений (4) является квазиньютоновской процедурой

$$\tau_\ell R_x + \frac{\partial R_x}{\partial x_{ij}}(x_{ij}^{\ell+1} - x_{ij}^{\ell}) + \frac{\partial R_x}{\partial y_{ij}}(y_{ij}^{\ell+1} - y_{ij}^{\ell}) = 0, \tag{6а}$$

$$\tau_\ell R_y + \frac{\partial R_y}{\partial x_{ij}}(x_{ij}^{\ell+1} - x_{ij}^{\ell}) + \frac{\partial R_y}{\partial y_{ij}}(y_{ij}^{\ell+1} - y_{ij}^{\ell}) = 0, \tag{6б}$$

где ℓ – номер итерации, τ_ℓ – итерационный параметр. Алгоритм выбора параметра τ_ℓ приведен в [8]. Он обеспечивает по возможности минимальное значение квадратичной невязки $\sum_{ij} (R_x^2 + R_y^2)_{ij}$ на каждой итерации.

Из функций (3), (5) естественно исключить слагамые, зависящие только от координат граничных узлов. Это позволяет использовать метод и тогда, когда граничные линии сетки пересекаются под тупым углом, предопределяя тем самым невыпуклость соответствующей угловой ячейки сетки.

Производные, входящие в (6), вычисляются следующим образом. Массивам, в которых хранятся эти производные, предварительно присваиваются нулевые значения, а затем проводится перебор всех треугольников сетки, и к соответствующим элементам массивов добавляются соответствующие производные от функции $\varphi_{\alpha\beta\gamma}$ из (3б).

В качестве характеристики степени сходимости метода в каждом узле естественно взять относительную невязку уравнений (4)

$$\delta_{ij} = \sqrt{(R_x)_{ij}^2 + (R_y)_{ij}^2} / S_{ij},$$

где S_{ij} имеет тот же порядок величины, что и отдельные слагаемые, входящие в $(R_x)_{ij}$ и $(R_y)_{ij}$. Напомним, что

$$(R_x)_{ij} = \sum_k (a_k + b_k), \quad (R_y)_{ij} = \sum_k (c_k + d_k),$$

где суммирование ведется по двенадцати треугольникам, дающим ненулевой вклад для узла (i,j), а через a_k, b_k и c_k, d_k обозначены слагаемые, которые получаются при соответствующем дифференцировании функции $\varphi_{\alpha\beta\gamma}$ из (3б). В выполненных расчетах полагалось

$$S_{ij} = \sum_k \sqrt{(|a_k| + |b_k|)^2 + (|c_k| + |d_k|)^2}\ .$$

Окончательно модифицированный метод [8] приобретает следующий вид. Задаются величины $\delta = 0.1 \div 0.2$ и $N = 2 \div 3$, и после каждой итерации, начиная с N-й, объявляются неподвижными те узлы, для которых $\delta_{ij} < \delta$. Если все четыре узла ячейки стали неподвижными, то такая ячейка выбрасывается из расчета.

Описанный метод построения сеток применялся для решения задачи, которой посвящена настоящая статья. Объем вычислительной работы быстро уменьшался от итерации к итерации. Более того, по сравнению с немодифицированным методом [8] зачастую значительно уменьшалось и число итераций, необходимое для выполнения условия $\delta_{ij} \le \delta$ во всех узлах сетки. В результате затраты машинного времени на построение сетки сократились в десятки раз без заметного ухудшения ее качества.

2. Результаты расчетов

Напомним параметры задачи (см. рис. 1). Толщина алюминиевой фольги – 30 мкм, радиус – 1 мм, начальная скорость – 18 км/с, угол раствора конуса – 30° или 60°. Основные расчеты были выполнены на сетке в алюминии 100×80, где первая цифра определяет число ячеек вдоль границ с дейтерием и вакуумом, а вторая – число ячеек вдоль границ с мишенью и осью симметрии. Сетка в дейтерии имела 1500 ячеек. Проводились контрольные расчеты на сетках в алюминии 50×40 и 200×80.

Угол раствора конуса 30°. Форма границы фольги на момент времени 0.07 мкс приведена на рис. 2а. Центральную часть фольги обгоняет кольцевая кумулятивная струя. За фольгой на границе с мишенью остается "шлейф" алюминия. Такой характер течения определяется наличием достаточно высокого пика давления в области контакта фольги с мишенью. Изобары давления в этой области показаны на рис. 4. Значения приведены в ГПа. Момент времени тот же, что и для рис. 2а. Со временем распределение давления в этой области меняется мало, в частности максимальное давление остается в пределах 32÷37 ГПа, несколько увеличиваясь до 40÷45 ГПа после схлопывания кумулятивной струи на оси симметрии. Стабильной по времени остается и скорость кумулятивной струи вдоль мишени: 23÷24 км/с.

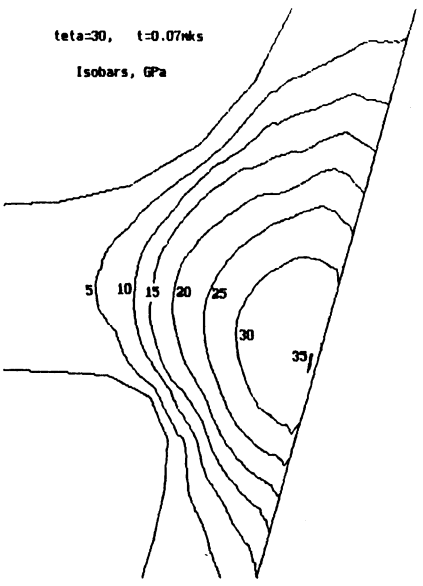

Рис. 4. Изобары (ГПа) в центральной части фольги.

Отсутствие заметного уменьшения максимального давления со временем объясняется тем, что возмущения не проникают внутрь фольги из-за ее малой толщины. Скорость центральной части фольги остается равной начальной скорости. Заметим, что в случае толстого ударника в нем возникает ударная волна, распространяющаяся от границы с мишенью к оси симметрии, которая повышает давление в центральной части ударника. В результате скорость внутренней поверхности толстого ударника увеличивается примерно в 2 раза. Такое качественное различие в характере течения для случаев толстого и тонкого ударника впервые было установлено А.В. Бушманом и др. в [4].

В основании кумулятивной струи внутренняя граница фольги имеет не-

большой участок с большой кривизной, который в точном решении уравнений Эйлера переходит, по-видимому, в точку излома. В небольшой окрестности этого участка численное решение имеет колебательный характер. Переход на заведомо монотонную разностную схему первого порядка точности не устраняет колебаний, хотя и приводит к заметному уменьшению их амплитуды.

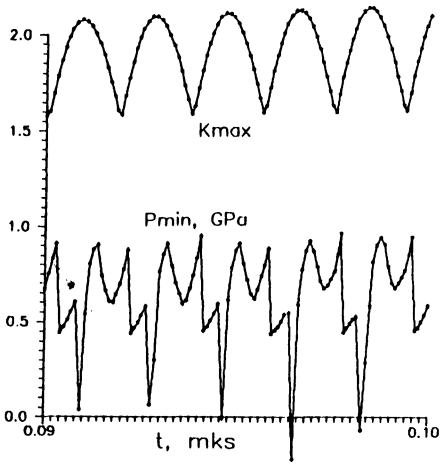

Рис. 5. Максимальная разностная кривизна нижней границы (верхняя кривая) и минимальное давление в окрестности точки излома в зависимости от времени.

Причина появления колебаний заключается в следующем. Численное решение задачи вблизи границы существенно зависит от ее формы. На граничной линии сетки участок большой кривизны представляет из себя ломаную, построенную по трем-четырем узлам (см. рис. 3). Узлы вдоль граничной линии на каждом временном шаге расставляются равномерно. Поэтому с течением времени одни граничные узлы на участке большой кривизны постепенно сменяются другими. Период прохождения очереднего узла через этот участок и определяет период колебаний численного решения. Этот факт демонстрируется на рис. 5, где приведена зависимость от времени двух величин. Нижний график – минимальное давление в некоторой окрестности участка большой кривизны граничной линии. Верхний график – максимальная разностная "кривизна" граничной линии

$$K_{\max}=\max_j |r'_j z''_j - z'_j r''_j| / \sqrt{(r'_j)^2+(z'_j)^2},$$

$$r'_j=r_{j+1}-r_j, \quad z'_j=z_{j+1}-z_j, \quad r''_j=r_{j+1}-2r_j+r_{j-1}, \quad z''_j=z_{j+1}-2z_j+z_{j-1},$$

где r_j, z_j – радиальная и осевая координаты узла j граничной линии. Маркером отмечен каждый пятый шаг по времени. Видно, что обе функции являются почти периодическими с одним и тем же периодом.

По-видимому от колебаний можно избавиться, если найти удачный алгоритм явного выделения точки излома границы в виде фиксированного узла сетки. Однако даже если такой алгоритм удастся найти, вычислительная методика в целом значительно усложнится из-за необходимости периодической перестройки структуры сетки с "перебрасыванием" узлов из центральной части фольги в кумулятивную струю. Настоящая работа не претендует на правильное описание течения в окрестности точки излома. В то же время, как показывают расчеты на разных сетках, возникающие в этой окрестности колебания не оказывают определяющего влияния на остальную часть течения.

На рис. 6 для того же момента времени 0.07 мкс приведены изобары давления (ГПа) в кумулятивной струе. Небольшая рябь на профиле некоторых изолиний вызвана немонотонностью численного решения из-за описанных выше колебаний в окрестности точки излома границы, а также сильной вытянутостью ячеек сетки в верхней части струи. Видно, что в струе давление значительно меньше, чем в области контакта фольги с мишенью. Отметим возникновение зоны с отрицательным давлением, то есть растягивающим напряжением, что типично для выхода импульса сжатия на свободную поверхность конденсированного вещества (см., например, [15]).

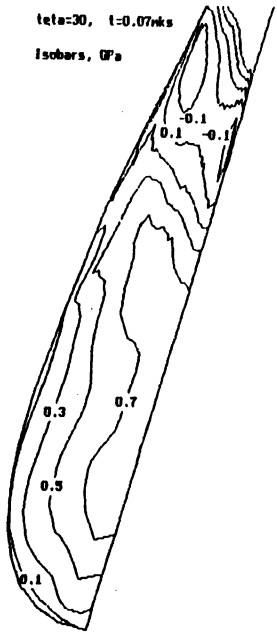

Рис. 6. Изобары (ГПа) в кумулятивной струе.

Известно, что отрицательные давления могут приводить к внутреннему разрушению вещества, так называемому отколу. Поэтому были выполнены расчеты на разных сетках с целью оценки величины отрицательного давления. На рис. 7 приведена зависимость от времени минимального давления в струе на некотором временном интервале для трех сеток в алюминии. Линия 1 отвечает сетке 50×40, штриховая линия – сетке 100×80, линия 2 – сетке 200×80, где первая цифра определяет число ячеек вдоль границы с дейтерием. Эти линии начинаются в разные моменты времени, поскольку на более подробной сетке струя начинает формироваться раньше. На начальном этапе формирования струи все кривые испытывают колебания, которые следует исключить из рассмотрения, поскольку они имеют чисто вычислительную природу. Для наиболее грубой сетки 50×40 амплитуда колебаний со временем заметно падает, а для более подробных сеток колебания заканчиваются выходом на примерно постоянное значение около −0.5 ГПа.

Критическое значение растягивающего напряжения, начиная с которого происходит разрушение материала при импульсной нагрузке, является объектом измерений многих экспериментальных исследований. В зависимости от условий

эксперимента эта величина для одного и того же материала меняется в широких пределах. В то же время почти во всех экспериментах, данные о которых приведены на стр. 58 и 62 книги [1], величина критического напряжения превышает по модулю 0.75 ГПа. Исключение составляет один эксперимент с толщиной откола 4.7 мм, что намного превышает размеры кумулятивной струи в рассматриваемой задаче. Таким образом, сравнение экспериментальных данных с полученным в работе значением растягивающего напряжения позволяет предположить, что кумулятивная струя в данном случае не разрушается.

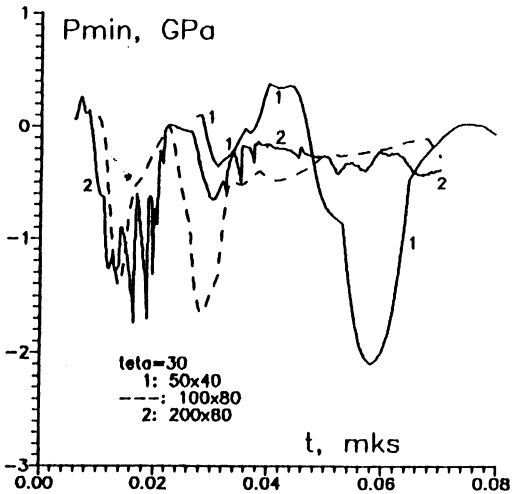

Рис. 7. Минимальное давление в струе в зависимости от времени на различных сетках: "1" — 50×40, "---" — 100×80, "2" — 200×80. Угол раствора конуса 30°.

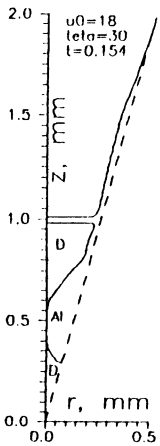

Рис. 8. Схлопывание струи на оси симметрии.

Остановимся на стадии схлопывания кумулятивной струи на оси симметрии. Положение границ раздела в соответствующий момент времени приведено на рис. 8. Видно, что дейтериевый объем разделился на две части. Возмущения по-прежнему не проникают в центральную часть фольги, скорость которой

почти не отличается от начальной (небольшое уменьшение скорости связано с сопротивлением дейтерия). Течение в окрестности схлопнувшейся кумулятивной струи аналогично исследованному в [6] течению, возникающему при схлопывании кумулятивной струи от толстого ударника. Возникает высокоскоростная (≈100÷150 км/с) струя дейтерия вдоль оси симметрии. На рис. 9 показаны изобары давления в схлопнувшейся струе алюминия (приведены значения логарифма давления в ГПа). Отметим зону очень высоких давлений (10^2÷10^3 ГПа) вблизи оси симметрии, которая в дальнейшем приведет к появлению вторичных кумулятивных струй алюминия вдоль оси симметрии (см.[6]).

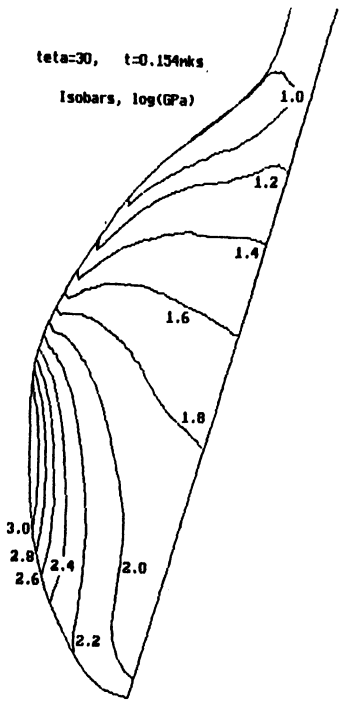

Рис. 9. Изобары в струе на стадии схлопывания, log(p, ГПа).

Расчет следующих стадий течения выходит за рамки настоящей работы, так как требует учета деформируемости стенок мишени.

Угол раствора конуса 60°. Профиль границы алюминия в момент времени 0.05 мкс был приведен на рис. 2*b*. Как и следовало ожидать, кумулятивный эффект в этом случае оказался более сильным. Давление в области контакта фольги с мишенью возросло до 190÷200 ГПа, а скорость возросла до ~30 км/с. Поэтому объяснение значительному уменьшению нейтронного выхода в эксперименте с такой мишенью следует искать вне рамок решений уравнений Эйлера с термодинамически равновесным уравнением состояния. В то же время полученное решение позволяет сделать обоснованное предположение.

На рис. 10 показано распределение вещества фольги по фазовым состояниям. Видно, что для мишени с углом 60° (рис. 10*a*) большая часть кумулятивной струи находится в состоянии фазового перехода между жидкостью и паром (liquid+gas). Для сравнения на рис. 10*b* показано аналогичное рас-

пределение для мишени с углом 30°, когда почти вся струя остается в твердом состоянии. Небольшие незаштрихованные участки на рис. 10*a* отвечают так называемым нефизическим значениям температуры и плотности, когда вещество заведомо не может существовать как однородное [16] (уравнения состояния имели вид таблиц по температуре и плотности, формально доопределенных в области "нефизичности" значениями из ближайших по плотности узлов таблицы, где уравнение состояния имело физический смысл). Точность наших расчетов не позволяет утверждать, что такие участки имеются в точном решении задачи. Тем не менее, даже если в рамках термодинамики существование такой струи из кипящей жидкости возможно, более вероятным представляется ее разрушение за счет кавитации, то есть образования в жидкости областей, заполненных пузырьками пара [17]. Это явление может возникать при быстром падении давления в жидкости. В данном случае при движении вещества из центральной части фольги в область кумулятивной струи давление падает от величин порядка 100 ГПа почти до нуля. На возможность разрушения кумулятивных струй, возникающих в конических мишенях, ранее было указано В.Я. Терновым [18].

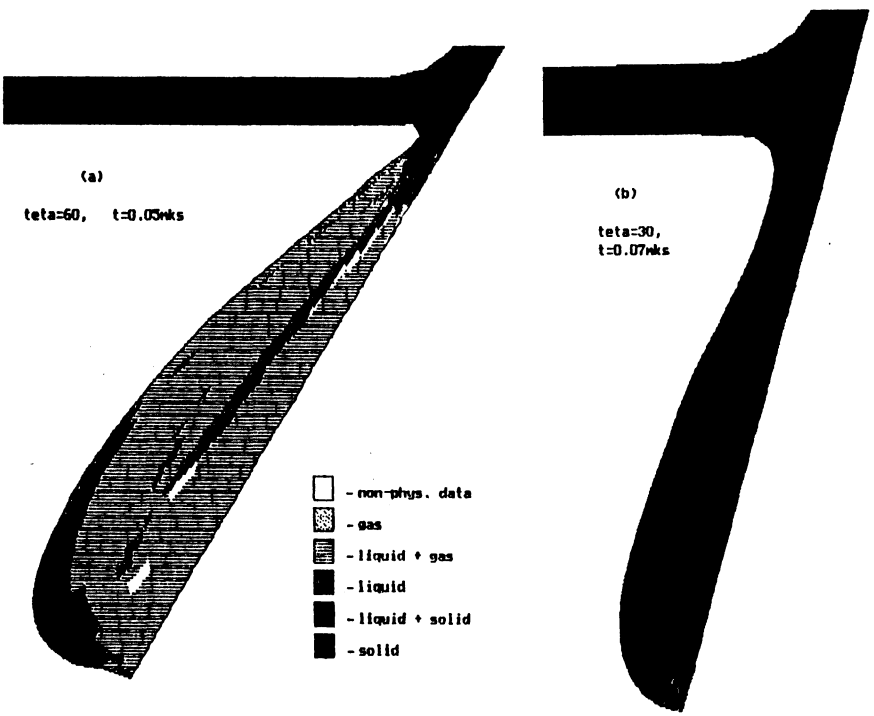

Рис. 10. Распределение вещества по фазовым состояниям; (*a*) — угол раствора конуса 60°; (*b*) — 30°.

В заключение сформулируем основной вывод из полученных результатов в связи с экспериментом из [2]. В случае мишени с углом 30° возникала кольцевая кумулятивная струя, которая схлопывалась на оси симметрии. Падение нейтронного выхода для мишени с углом 60° объясняется разрушением кумулятивной струи. Эти результаты дополняют результаты [6] по численному ис-

следованию течения, возникавшего при сжатии дейтерия толстыми ударниками в другой серии опытов из [2], где также появление большого числа нейтронов связано со схлопывающейся кольцевой кумулятивной струей алюминия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *А.В. Бушман, Г.И. Канель, А.Л. Ни, В.Е. Фортов.* Теплофизика и динамика интенсивных импульсных нагрузок. – Черноголовка: ИХФ АН СССР, 1988.
2. *В.И. Вовченко, И.К. Красюк, П.П. Пашинин и др.* Импульсное сжатие и нагрев газа в конических мишенях // Физические процессы в оболочечных конических мишенях. – М.: Наука, Тр. ИОФАН, 1992, т. 36, с. 5-82.
3. *В.В. Рассказова, В.Г. Рогачев, Н.Ф. Свидинская.* Двумерные газодинамические эффекты при движении оболочки в конической твердотельной мишени // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики, 1985, вып. 3, с. 39-47.
4. *А.В. Бушман, И.К. Красюк, Б.П. Крюков и др.* Кумулятивные явления при импульсном воздействии на конические мишени // Письма в ЖТФ, 1988, т. 14, вып. 19, с. 1765-1769.
5. *А.А. Чарахчьян.* Численное моделирование сжатия газа в конических твердотельных мишенях. – М.: ВЦ АН СССР, 1988.
6. *А.А. Чарахчьян.* Численное исследование сжатия дейтерия в конических мишенях при наличии сильного кумулятивного эффекта // Прикл. механ. и технич. физ., 1994, № 4, с. 22-32.
7. *С.К. Годунов, А.В. Забродин, М.Я. Иванов и др.* Численное решение многомерных задач газовой динамики. – М.: Наука, 1976.
8. *С.А. Иваненко, А.А. Чарахчьян.* Криволинейные сетки из выпуклых четырехугольников // Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1988, т. 28, № 4, с. 503-514.
9. *А.А. Чарахчьян.* Почти консервативные разностные схемы для уравнений газовой динамики // Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1993, т. 33, № 11, с. 1681-1692.
10. *А.В. Родионов.* Повышение порядка аппроксимации схемы С.К. Годунова // Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1987, т. 27, № 12, с. 1853-1860.
11. *B. Van Leer.* Towards the ultimate conservative difference scheme. IV. A new approach to numerical convection // J. Comput. Phys., 1977, v. 23, № 3, p. 276-299.
12. *А.А. Чарахчьян.* Расчет сжатия дейтерия в конической мишени в рамках уравнений Навье-Стокса для двухтемпературной магнитной гидродинамики // Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1993, т. 33, № 5, с. 766-784.
13. Numerical Grid Generation in Computational Fluid Dynamics and Related Fields. Proceedings of the Third International Conference. Barcelona. Spain. 3-7 June. 1991, edited by. S. Arcilla, J. Hauser, P. R. Eieseman, and J. F. Thompson (North-Holland, N. Y. etc, 1991).
14. *С.А. Иваненко.* Построение невырожденных сеток // Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1988, т. 28, № 10, с. 1498-1506.
15. *Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. – М.: Наука, 1966.
16. *Л.Д. Ландау, Е.М. Лифщиц.* Статистическая физика. Часть 1. – М.: Наука, 1976.
17. *Л.И. Седов.* Механика сплошной среды. Том II. – М.: Наука, 1973.
18. *В.Я. Терновой.* Струеобразование при сжатии плазмы в остроугольной геометрии // Прикл. механ. и технич. физ., 1984, № 5, с. 68-73.

Поступила в редакцию
02.11.95.